

Arbeit pro Ionenpaar
von mehratomigen Gasen für
 $\text{Po-}\alpha$ -Teilchen

Inauguraldissertation

zur Erlangung der philosophischen Doktorwürde
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Basel

von

Conrad Biber

aus Zürich

Basel
Buchdruckerei Birkhäuser AG.
1955

Arbeit pro Ionenpaar
von mehratomigen Gasen für
Po- α -Teilchen

Inauguraldissertation

zur Erlangung der philosophischen Doktorwürde
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Basel

von

Conrad Biber

aus Zürich

Basel
Buchdruckerei Birkhäuser AG.
1955

Genehmigt von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät auf Antrag der Herren Professoren P. HUBER und
E. BALDINGER.

Basel, den 15. Juni 1954.

Prof. Dr. E. BALDINGER

Dekan.



Arbeit pro Ionenpaar von mehratomigen Gasen für Po- α -Teilchen

von C. Biber.

1. Einleitung.

In einer früheren Arbeit¹⁾ wurden die Absolutwerte der Arbeit pro Ionenpaar $W = E/n$ von Po- α -Teilchen in einigen Gasen bestimmt. In dieser Arbeit werden solche Messungen an weiteren mehratomigen Gasen gemacht, wobei im wesentlichen die gleiche experimentelle Anordnung verwendet wird. Die schon früher aufgetretene anomale Druckabhängigkeit der Sättigungskurven von CO₂ wird weiter untersucht.

2. α -Präparat und apparative Hilfsmittel.

2.1. α -Präparat.

Als α -Präparat diente eine Po²¹⁰- α -Quelle, deren Energie zu 5,00₆ MeV angenommen wird²⁾. Für nicht aggressive Gase verwendeten wir Nickel als Träger des Po- α -Präparates. In den Fällen, wo Nickel aus chemischen Gründen nicht zulässig war, wurde Chrom benutzt, was sich ebenfalls bewährte. Die Herstellung des α -Präparates erfolgte folgendermassen: Aus mit destilliertem Wasser verdünntem Ra-D-Nitrat, das ca. 30 μ C Ra-D pro cm³ enthält, wird ein Tropfen entnommen. Der gut entfettete und hochpolierte Träger wird mit Trockeneis gekühlt. Aus ca. 1 mm Abstand kondensiert sich ein Niederschlag auf die Oberfläche. Mehrfaches Wiederholen ergibt die nötige Intensität von ca. 45- α -Teilchen pro Minute bei einer Schichtdicke, die so klein ist, dass keine messbare Selbstabsorption auftritt. Nach 6 Monaten ist eine Verbreiterung der Amplitudenverteilung festzustellen, die einer Halbwertsbreite von 5% der α -Energie entspricht.

2.2. Impulsverstärker.

Für Ionensammlung wird die schon früher beschriebene Anordnung benützt⁴⁾⁵⁾.

Die Messungen mit Elektronensammlung erfordern eine lineare Amplitudenverstärkung bis 10 kHz. Wir haben dazu einen Impuls-

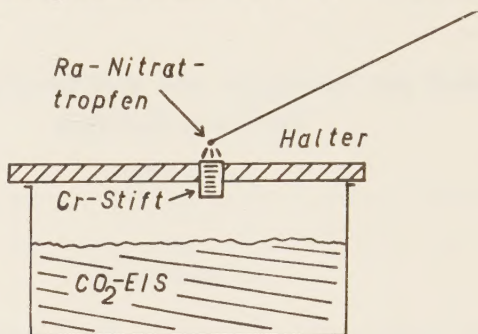


Fig. 1.
Herstellung des α -Präparates.

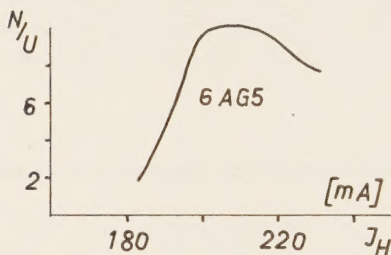


Fig. 2.
Einfluss des Heizstromes einer Verstärkerröhre auf das Verhältnis von Nutzsignal N zu Untergrund U bei konstantem Anodenstrom.

verstärker mit Impulsverlängerer gebaut⁶⁾. Bei der Kontrolle der Impulsform auf dem Oszillographen ist die Übertragung eines möglichst grossen Frequenzbandes erwünscht. Daher wurde der Impulsverstärker als Breitbandverstärker ausgebildet.

a) Vorverstärker.

Bei vorgegebenem Rauschpegel mit einem Spektrum von der Form $u^2 = a^2 + b^2/w^2$ am Verstärkereingang erhält man das optimale Verhältnis von Nutzsignal zu Verstärkeruntergrund durch Begrenzung des Frequenzbandes nach oben und unten mit RC-Filtern gleicher Zeitkonstante (sog. RC-RC-Filter)⁷⁾⁸⁾.

Das Verhältnis von Nutzsignal zu Verstärkeruntergrund hängt für ein bestimmtes Frequenzband vom Arbeitspunkt der ersten Röhre ab. Fig. 2 zeigt diese Abhängigkeit für eine Röhre vom Typ 6 AG 5.

Bei einer RC-RC-Filterstellung von 3 kHz erwies sich unter ca. 200 Röhren 12 verschiedener Typen die als Triode geschaltete 6 AG 5 Röhre als am geeignetsten⁶⁾. Die von uns verwendete Röhre wird mit $30 \mu\text{A}$ Anodenstrom und 200 mA Heizstrom betrieben. Das Verhältnis von Nutzsignal N zu Untergrund U wird nach der von BALDINGER et al. angegebenen Methode bestimmt⁴⁾.

Das Rauschen des Verstärkers bewirkt eine symmetrische Verbreiterung der Eichmarken, die einer α -Energie von 55 keV in H_2 entspricht. Die Impulsverteilung des α -Präparates in H_2 ist mit 70 keV noch breiter und asymmetrisch, was von der Selbstabsorption der Quelle und von der je nach Spurenorientierung verschieden starken Rekombination der Ladungsträger herrührt.

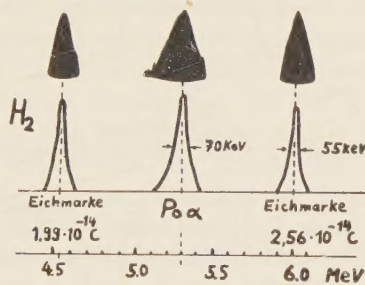


Fig. 3.

Impulsspektrum von Po- α -Teilchen im Vergleich mit Eichladungen.

Oben: Kopie einer Originalaufnahme. In der Ordinate sind die Impulszahlen in logarithmischem Maßstab aufgetragen.

Unten: Ausgewertete Amplitudenverteilung in linearem Maßstab.

Der dreistufige, gegengekoppelte Vorverstärker besitzt einen Verstärkungsfaktor von 100. Die obere Grenzfrequenz liegt bei 500 kHz, die untere bei 110 Hz. Die Gegenkopplung ist in der Mitte des Frequenzbandes 30fach.

b) Hauptverstärker.

Der Hauptverstärker als Breitbandverstärker ausgebildet, besitzt eine maximale Verstärkung von 10^5 . Er enthält zwei variable RC-Filter, welche jeweils die obere und untere Grenzfrequenz bestimmen. Der maximale Durchlassbereich ist durch die Grenzfrequenzen von 35 Hz und 2,5 MHz gegeben. Das Netzgerät des Verstärkers

ist 2000fach stabilisiert. Die Einbrenndauer der gesamten Anordnung beträgt 1 Stunde. Die Schwankungen des Verstärkungsgrades liegen nach mehrstündigem Betrieb innerhalb 0,5%.

2.3. Impulsverlängerer und Impulsspektrograph.

Der schon früher beschriebene photographische Impulsspektrograph¹⁰⁾¹¹⁾ registriert die Impulse linear, sofern ihre Dauer grösser als $T_0 = 0,4 \cdot 10^{-3} \text{ s}$ ist. Bei Benützung von Elektronensammlung treten kürzere Impulse auf, so dass eine Verlängerung notwendig wird. Der Impulsverlängerer formt alle Kammerimpulse, deren zeitliche Dauer im Intervall von $T_1 = 5 \cdot 10^{-4}$ bis $6 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ liegt, in

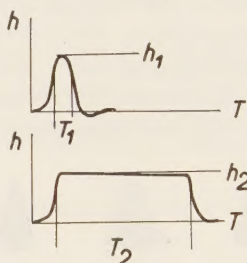


Fig. 4.

Bild eines Impulses vor und nach dem Impulsverlängerer.

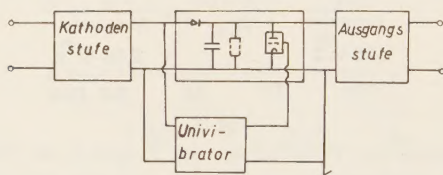


Fig. 5.

Blockschema des Impulsverlängerers.

Rechteckimpulse um, deren Dauer im Intervall von $T_2 = 5 \cdot 10^{-4}$ bis $2 \cdot 10^{-2} \text{ s}$ eingestellt werden kann (vgl. Fig. 4). Bei dieser Verlängerung bleibt die Amplitude h_1 der Eingangsimpulse proportional der Amplitude h_2 der Ausgangsimpulse. Die kurzzeitigen Impulse der Dauer T_1 gelangen über eine Kathodenstufe auf die Ladestufe (vgl. Fig. 5). Der Ladekondensator wird über Dioden aufgeladen. Gleichzeitig erfolgt die Steuerung des Univibrators, dessen RC-Glieder die Zeit T_2 bestimmen. Die Steuerspannung für die Entladeröhre wird dem Univibrator entnommen. Eine separate Sperrzeitstufe ist nicht eingebaut. Der Fehler, der durch Überlagerung von zwei Impulsen entsteht, ist allein durch das Auflösungsvermögen des Impulsspektrographen gegeben, falls $T_2 < T_0$ ist.

3. Messungen.

Nach der von G. JAFFÉ¹²⁾¹³⁾ entwickelten Theorie der Ionisation in Kolonnen gilt näherungsweise:

$$\frac{Q_0}{Q} = 1 + \frac{k(p)}{\sin \gamma}. \quad (1)$$

Es sind: Q : gemessene Ladung,

Q_0 : vom ionisierenden Teilchen erzeugte Ladung,

γ : Winkel der Spurenrichtung zur Feldrichtung.

k bedeutet das Sättigungsdefizit für $\gamma = 90^\circ$. Bei konstantem Druck ist k proportional $1/E$ der reziproken elektrischen Feldstärke. Daher lässt sich bei $\gamma = 90^\circ$ und $p = \text{const.}$ folgende Beziehung angeben:

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_0} \left(1 + \frac{\text{const.}}{E} \right). \quad (2)$$

Praktisch alle α -Teilchen mit einer Spurenrichtung vom Winkel $\gamma = 90^\circ$ werden in der Quelle selbst absorbiert. Daher wird das Maximum der gemessenen Amplitudenverteilung einer mittleren Spurenrichtung vom Winkel γ entsprechen, der etwas kleiner als 90° ist. Gleichung (2) stellt eine Gerade dar, die auf $1/E = 0$ extrapoliert den reziproken Wert der Sättigungsladung Q_0 ergibt. Weil k vom Druck p abhängt, erhält man für verschiedene Werte von p verschiedene Sättigungsgeraden. Sie laufen für $E \rightarrow \infty$ im Punkte $1/Q_0$ zusammen, da der extrapolierte Wert $1/Q_0$ vom Druck unabhängig ist (Von den gemessenen Sättigungsgeraden erfüllen diejenigen von CO_2 , die in Abschnitt 4 dieser Arbeit behandelt werden, diese Forderung nicht.)

3.1. Ergebnisse für die Gase N_2 , H_2 , CH_4 und Luft.

Die für diese Gruppe von Gasen verwendete Ionisationskammer mit 1 cm Plattenabstand wurde schon früher beschrieben¹⁾. Der Verstärker wurde so eingestellt, dass die den Frequenzgang nach oben und unten begrenzenden RC-Filter die gleiche Zeitkonstante von $\tau_2 = 3,58 \cdot 10^{-3} \text{ s}$ haben. Die Ionenlaufzeiten für diese Gase sind bei allen vorkommenden Drucken und Feldstärken kürzer als τ_2 . Daher tritt kein merkliches ballistisches Defizit auf, was durch regelmässige Messungen mit doppelt so langer Zeitkonstante kontrolliert wurde.

Eine Präparatstärke von ca. 45- α -Teilchen pro Minute ergibt noch keine messbaren Fehler durch Überlagerung von Impulsen. Die Messungen erfolgten bei Feldstärken von 1,5 bis 11 kV/cm und Drucken von 3 bis 12 ata. Der kleinstmögliche Druck in einem Gas ist ge-

geben durch den Radius der Auffängerelektrode, was einer maximal zulässigen α -Reichweite von 2 cm entspricht. Alle Sättigungsgeraden dieser Gruppe von Gasen zeigten den in Gleichung (2) erwarteten Verlauf. Eine Druckabhängigkeit der extrapolierten Sättigungsladung Q_0 konnte nicht festgestellt werden. Um den Anschluss an die Arbeit von W. HÄBERLI, P. HUBER und E. BALDINGER¹⁾ zu gewinnen, wurden die Sättigungskurven von Stickstoff nochmals aufgenommen.

Stickstoff.

Das Gas stammt von der Glühlampenfabrik Osram in Winterthur. Die mit einem Massenspektrographen ermittelten Verunreinigungen sind so gering, dass sich eine spezielle Reinigung erübrigte. Wir haben die Sättigungskurven für die Drücke von 4,0; 5,0; 8,0; 10,0 und 12,0 ata aufgenommen (Fig. 8).

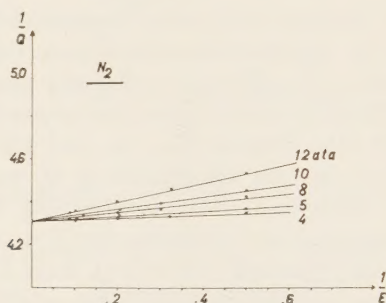


Fig. 8.

Sättigungskurven von Stickstoff. In der Abszisse ist das reziproke Feld in Einheiten von cm/kV aufgetragen, in der Ordinate die reziproke Sättigungsladung in Coulomb⁻¹ · 10¹³. $W = 36,50 \pm 0,15$ eV für Po- α .

Wasserstoff.

Das Gas wurde einer handelsüblichen Druckflasche der Firma Carba entnommen. Spektroskopisch ist ein Anteil von O₂ nachweisbar, der jedoch weniger als 0,1 % beträgt. Die Sättigungskurven für 9,0, 10,0 und 11,4 ata sind in Fig. 9 dargestellt.

Methan.

Das verwendete Methan stammt aus der Kläranlage Zürich und enthält ca. 8 % CO₂. Die Reinigung erfolgte durch Ausfrieren von CO₂ bei ca. -120° C. Die massenspektrographische Analyse nach der Reinigung zeigte noch einen Anteil von 0,4 % CO₂. Wir haben die Sättigungskurven für Drücke von 3,0, 5,0, 6,5 und 8,0 ata aufgenommen (Fig. 10).

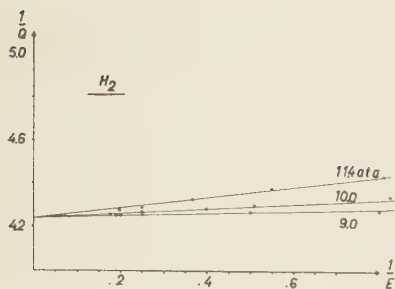


Fig. 9.

Sättigungsgeraden von Wasserstoff.
Einheiten wie Fig. 8.

$$W = 35,96 \pm 0,15 \text{ eV für Po-}\alpha.$$

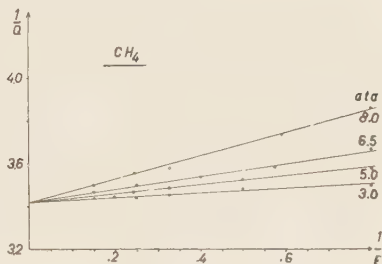


Fig. 10.

Sättigungskurven von Methan.
Einheiten wie Fig. 8.

$$W = 29,00 \pm 0,15 \text{ eV für Po-}\alpha.$$

Luft.

Ein Kolbenkompressor des physikalischen Instituts lieferte uns die Druckluft. Wasserdampf wurde in einer Kühlfalle bei ca. -50°C abgeschieden, so dass der CO_2 -Gehalt der Luft erhalten blieb. Wir haben die Sättigungskurven für 4,0, 4,8 und 6,0 ata aufgenommen (Fig. 11).

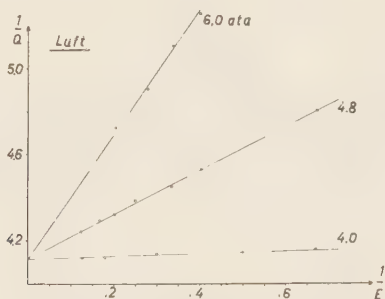


Fig. 11.

Sättigungsgeraden für Luft. Einheiten wie Fig. 8.

$$W = 34,95 \pm 0,18 \text{ eV für Po-}\alpha.$$

Tabelle I.

Gas	Reinheit %	Verunreinigungen %	Extrapolierte Sättigungs- ladung Q_0 in 10^{-15} C
N_2	>99,9	A: 0,03 CO_2 : 0,02	$23,22 \pm 0,09$
H_2	99,9	O_2 : <0,1	$23,59 \pm 0,10$
CH_4	99,6	CO_2 : 0,4	$29,22 \pm 0,15$
Luft	Siehe Seite 18.		$24,28 \pm 0,13$

3.2. Ergebnisse für die Gase BF_3 , H_2S , NH_3 und Butan.

Da in dieser Gruppe chemisch aggressive Gase untersucht worden sind, ist eine spezielle Ionisationskammer gebaut worden, die innen überall gut poliert und hartverchromt ist. Die elektrischen Isolationen bestehen aus Glas. Durch verschiedene Einsätze können Abstände der Elektroden von 0,5–6 cm eingestellt werden. Der Aufbau der Kammer ist aus Fig. 12 ersichtlich. Vor jeder Gasfüllung wird die Kammer zerlegt, sorgfältig gereinigt, während einigen Stunden bei 150°C ausgeheizt und auf 10^{-3} mm Hg ausgepumpt. Die Messungen erfolgten bei Feldstärken von 1,5 bis 10 kV und in einem Druckbereich von 1,7 bis 10,2 ata. Die Extrapolation der Sättigungsgeraden auf die Sättigungsladung Q_0 zeigen keine Druckabhängigkeit.

BF_3 .

Das Gas ist einer Druckflasche der Ohio Chemical Company entnommen und durch fraktionierte Destillation gereinigt worden. BF_3 wird durch ausgeglühte Kupferrohre in ein Reagensglas geleitet, welches in einem Kältebad von Allylalkohol steht; dieser hat

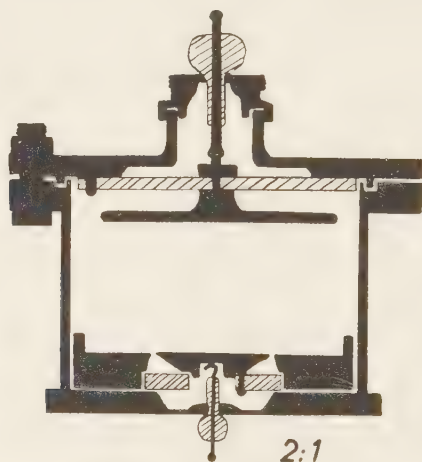


Fig. 12.

Verchromte Ionisationskammer mit variabler Plattendistanz.

//// Glas

■ Eisen, hart verchromt.

einen Schmelzpunkt, der etwas tiefer liegt als der Siedepunkt von BF_3 . Die Temperatur des Kältebades wird mit flüssiger Luft so reguliert, dass immer ein Teil des Allylalkohols gefroren ist. Auf diese Weise werden einige cm^3 BF_3 verflüssigt. Dann wird die Temperatur des Kältebades langsam erhöht, bis ca. 20% des flüssigen

BF_3 allmählich verdampft und mit einer Wasserstrahlpumpe abgesogen worden sind. Die nächsten 60% werden im Laufe einer Stunde mit flüssiger Luft in ein Neusilberrohr kondensiert. Hier werden nun alle restlichen Dämpfe vom gefrorenen BF_3 über Kühlfallen mit einer Vakuumpumpe auf ca. 10^{-2} mm Hg abgepumpt. Auf diese Weise hat man alle leichtflüchtigen Komponenten des ursprünglichen Gases abgepumpt und die schwerflüchtigen im Reagenzglas zurückgelassen. Der im Neusilberrohr liegende Anteil dient

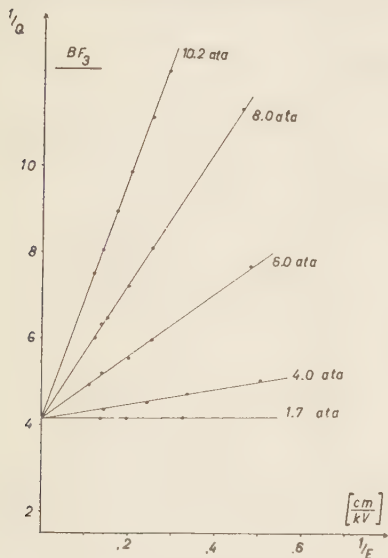


Fig. 13.

Sättigungskurven für BF_3 .

Einheiten wie Fig. 8.

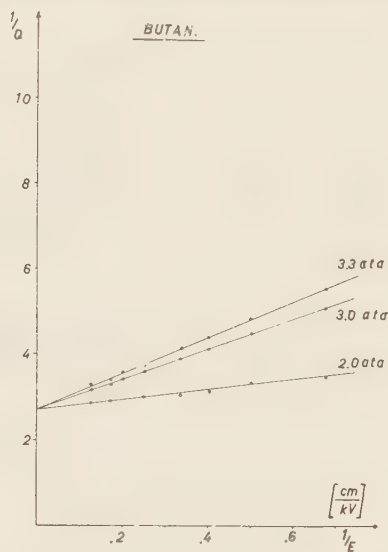
 $W = 35,3 \pm 0,4$ eV für Po- α .

Fig. 17.

Sättigungsgeraden von Butan.

Einheiten wie Fig. 8.

 $W = 23,0 \pm 0,3$ eV für Po- α .

nun wieder als Ausgangsstoff, um diese fraktionierte Destillation zu wiederholen.

Wir haben die Sättigungskurven für 1,7; 4,0; 6,0; 8,0 und 10,2 ata aufgenommen (Fig. 13).

In Fig. 14 sind zwei Impulsgruppen von Po- α -Teilchen in BF_3 bei zwei verschiedenen Drucken dargestellt. Bei 8 ata wird die Verteilung breit, da für α -Teilchen verschiedener Richtung das Sättigungsdefizit verschieden gross ist. Bei kleinem Druck ist das Sättigungsdefizit für alle Spuren klein, daher wird die Amplitudenverteilung scharf und der Fehler im Bestimmen des Maximums klein. Somit kann die auf das Feld ∞ extrapolierte Sättigungsladung bei kleinen Drucken genauer bestimmt werden als bei hohen Drucken.

H₂S.

In einem Kippschen Generator wurde H₂S erzeugt, mit flüssiger Luft in ein Reagensglas kondensiert und durch fraktionierte Destillation gereinigt, analog dem Verfahren, wie es bei BF₃ angewendet wurde.

Sättigungskurven wurden für Drucke von 2,0; 3,0; 3,5 und 4,5 ata aufgenommen. Alle Punkte wurden mit zwei verschiedenen Verstärkerzeitkonstanten gemessen. Aus den Differenzen lässt sich

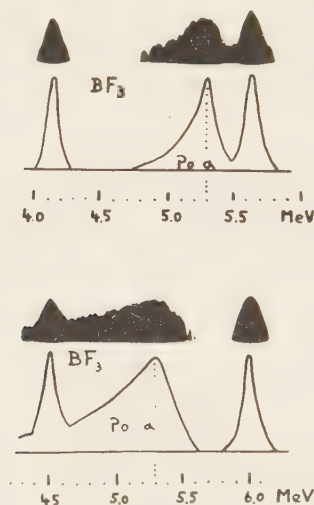


Fig. 14.

Amplitudenverteilung von Po- α in BF₃.

Oben: 4 ata, 7 kV/cm, BF₃, Sättigungsdefizit 5%. Eichmarken, die α -Energien von 4,12 und 5,61 MeV entsprechen.

Unten: 8 ata, 7 kV/cm, BF₃, Sättigungsdefizit 53%. Eichmarken, die α -Energien von 4,50 und 6,00 MeV entsprechen.

die mittlere Ionenlaufzeit berechnen und das ballistische Defizit korrigieren. In Fig. 15 sind die korrigierten Sättigungskurven eingetragen, bei 4,5 ata sind ausserdem die ballistisch nicht korrigierten Sättigungskurven eingezeichnet, die mit Verstärkerzeitkonstanten von $\tau_1 = 1,68 \cdot 10^{-3}$ s, $\tau_2 = 3,38 \cdot 10^{-3}$ s und $\tau_3 = 7,2 \cdot 10^{-3}$ s aufgenommen worden sind.

NH₃.

Das Gas wurde von der Firma Emil Vogel, Zürich, bezogen. Das Herstellerwerk garantiert eine Reinheit von mindestens 99,9%. Das Gas wurde von uns fraktioniert destilliert, analog dem Verfahren, wie es bei BF₃ angewendet wurde.

Eine mit Gleichstrom betriebene Heizwicklung erwärmte die Ionisationskammer auf 40°C . Dadurch wurde ein Kondensieren bis

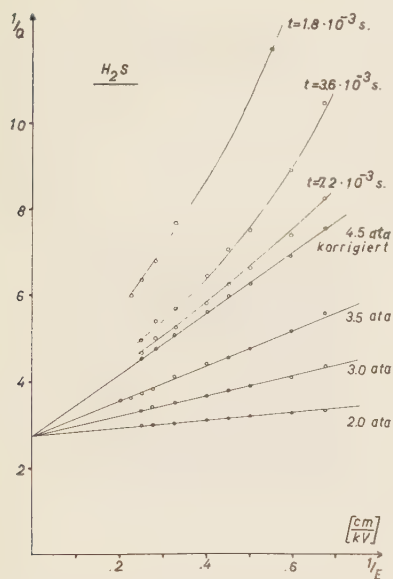


Fig. 15.

Sättigungsgeraden von Schwefelwasserstoff. Die Sättigungskurve für $p = 4,5$ ata ist mit drei verschiedenen Verstärkerzeitkonstanten dargestellt, woraus sich eine Sättigungsgerade ergibt, die aus ballistisch korrigierten Messpunkten besteht.

$$W = 23,4 \pm 0,6 \text{ eV für Po-}\alpha.$$

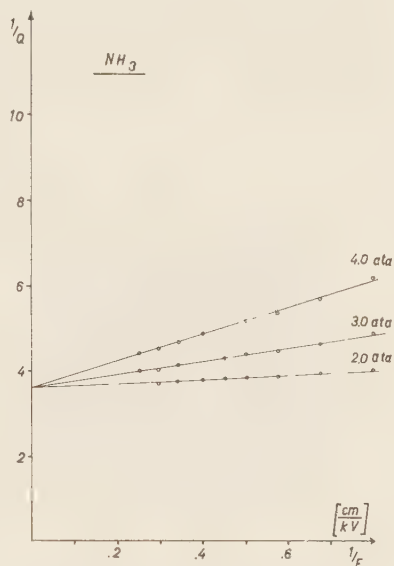


Fig. 16.

Sättigungskurven von Ammoniak. Einheiten wie Fig. 8.

$$W = 30,5 \pm 0,4 \text{ eV für Po-}\alpha.$$

4 ata vermieden. Der Vorverstärker wurde durch ein Gebläse gekühlt. Wir haben die Sättigungskurven für 2,0, 3,0 und 4,0 ata aufgenommen (Fig. 16).

Butan.

Das Gas wurde uns von der Firma Esso Standard Switzerland Co. geliefert. Nach sorgfältiger fraktionierter Destillation ergibt sich eine Zusammensetzung von 15% Butylen und 85% Butan. Diese höheren Kohlenwasserstoffe unterscheiden sich im Schmelzpunkt um ca. 2°C . Butylen hat eine Doppelbindung, während Butan keine solche aufweist. Die bekannten physikalischen Eigenschaften dieser

beiden Gase sind sehr ähnlich¹⁷⁾. In Fig. 17 sind die Sättigungskurven für 2,0, 3,0 und 3,3 ata eingezeichnet.

Tabelle II.

Gas	Reinheit %	Verunreinigungen %	Extrapolierte Sättigungsladung Q_0 in 10^{-5} C
BF ₃			$24,05 \pm 0,28$
H ₂ S	>99		$36,35 \pm 0,90$
NH ₃	>99,9	H ₂ O < 0,01	$27,80 \pm 0,35$
Butan	85	Butylen: 15	$36,9 \pm 0,5$

4. Untersuchungen an CO₂.

Das Gas wurde einer Druckflasche der Firma Carba entnommen, die nach Angaben des Produzenten noch 0,05 % O₂ und 0,2 % CO enthält. O₂ lagert in der Ionisationskammer Elektronen an und bildet negative Ionen. Daher musste das Gas gereinigt werden.

4.1. Gasreinigung.

Fig. 21 stellt die von uns verwendete Reinigungsanlage dar. Sie wird vor Inbetriebnahme 48 Stunden auf 10^{-2} mm Hg ausgepumpt,

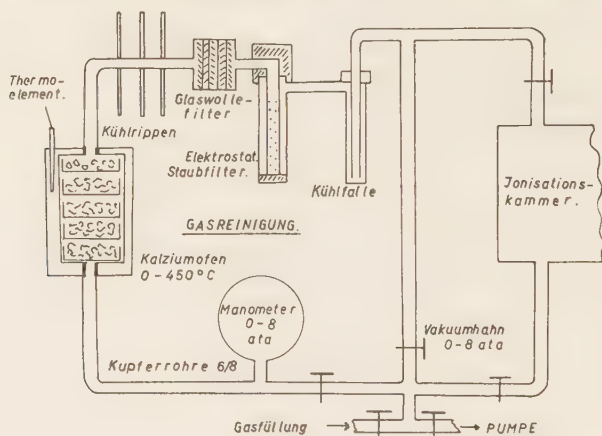


Fig. 21.

Blockschema der Gasreinigungsanlage.

wobei das Kalzium im Ofen auf 350° C erhitzt bleibt. Das zu reinigende Gas strömt über gasaspeltes, metallisches Ca, das in perfo-

rierten Kupferschiffchen auf $250-300^{\circ}\text{C}$ gehalten wird. Filter halten CaO -Staub vom Eindringen in die Ionisationskammer ab.

Der Reinigungsprozess wird fortlaufend anhand der Impulsform kontrolliert, wie das in Fig. 22 gezeigt wird. Die photographischen Aufnahmen der Impulsform wurden bei einem Fülldruck von 4,5 ata CO_2 und einem Feld von 5 kV/cm aufgenommen. Das $\text{Po-}\alpha$ -Präparat befand sich auf der negativen Hochspannungsplatte. Die Filter des linearen Verstärkers waren auf einen Durchlassbereich von 35 Hz bis 100 kHz eingestellt. Bild 1: der Anstieg des Impulses ist nicht steil. Es fehlt der Anteil von Elektronen, was auf Anlagerung an die

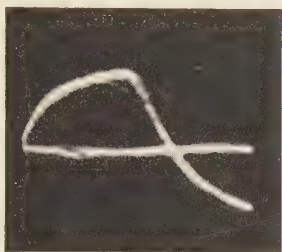


Bild 1: CO_2 mit 0,05% O_2 .

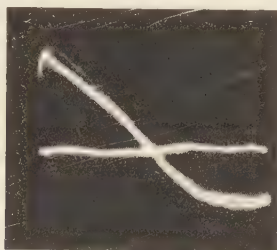


Bild 2: nach 10 Minuten Reinigung.

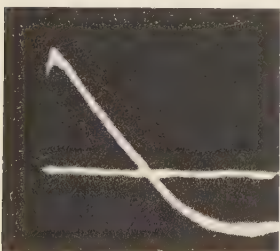


Bild 3: nach 60 Minuten Reinigung.

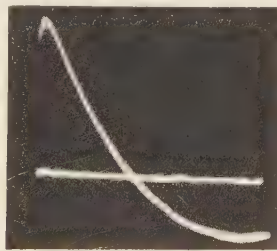


Bild 4: Eichladungsimpuls.

Fig. 22.

Kontrolle der Gasreinigung anhand der Impulsform eines α -Teilchens in CO_2 .

O_2 -Moleküle hinweist. Der Beitrag zur gemessenen Ladung stammt praktisch nur von positiven CO_2^+ - und negativen Sauerstoffionen. Bild 2 ist nach 10 Minuten Reinigung aufgenommen worden. Der steile Anstieg kommt vom Anteil der Elektronen (Fig. 22).

Der Beitrag der durch Anlagerung gebildeten negativen O_2^- -Ionen, die in dieser Anordnung eine Plattendistanz von 2 cm zu durchlaufen haben, ist viel kleiner geworden. Bild 3 ist nach 60 Minuten aufgenommen. Eine weitere Reinigung zeigte keine Änderung der Impulsform mehr.

Der Abfall des Impulses ist wegen des positiven CO_2 -Ionenanteils noch nicht so steil wie in Bild 4, das einen Eichimpuls darstellt (δ -Stoss auf den Verstärkereingang).

CO_2 weist bei genügender Reinheit keine Elektronenanlagerung mehr auf, was mit Beobachtungen anderer Autoren übereinstimmt^{29) 22) 20)}. Eine Beimischung von weniger als 0,5% O_2 zeigt sofort wieder vollständige Elektronenanlagerung.

4.2. Messungen mit Ionensammlung.

In Fig. 23 sind die Sättigungskurven für 2,0; 3,0; 5,0; 6,0; 7,0 und 10,0 ata in einer Ionisationskammer mit 2 cm Plattendistanz dargestellt. Es zeigt sich, dass die auf das Feld $E \rightarrow \infty$ extrapolierte Sättigungsladung Q mit zunehmendem Druck p grösser wird. Die Sättigungskurven sind innerhalb der Messgenauigkeit linear. Ballistisches Defizit tritt erst bei 10 ata und kleinem Feld in Erscheinung. Der so entstandene Fehler von maximal 3% wurde dort korrigiert.

Um den Verlauf der Sättigungskurven nach höheren Feldern verfolgen zu können, haben wir die Plattendistanz d verkleinert. Dabei ergaben sich bei verschiedenen Distanzen und konstantem Druck verschiedene Sättigungsgeraden. Die auf das Feld $E \rightarrow \infty$ extrapolierten Sättigungsladungen Q_∞ nehmen mit wachsender Plattendistanz zu. Wie man aus Fig. 24 ersieht, gibt es Fälle, bei welchen $E = \text{constans}$ und $p = \text{constans}$ bei grösseren d mehr Ladung Q gemessen wird, während im allgemeinen das Umgekehrte eintritt. Dieses Verhalten lässt sich mit der Theorie von G. JAFFÉ nicht erklären.

Um zu beurteilen, ob die Ursachen für dieses von anderen Gasen abweichende Verhalten durch Elektronen oder Ionen verursacht wird, haben wir Messungen mit Elektronensammlung ausgeführt.

4.3. Messungen mit Elektronensammlung.

Das Präparat befindet sich auf der negativen Hochspannungsplatte. So wird der Beitrag der positiven Ionen entsprechend ihrer langen Flugzeit klein, wenn die Abklingzeit des Verstärkers kurz genug ist.

In Fig. 25 sind die Sättigungskurven bei 400 Hz Messfrequenz und Plattendistanzen von 1,5; 2,0; 3,0 und 4,0 cm dargestellt. Fig. 26 zeigt die entsprechenden Sättigungskurven bei einer Messfrequenz von 3 kHz. Es ist auffallend, dass die in 4.1 erwähnten Effekte bei Elektronensammlung kleiner sind.

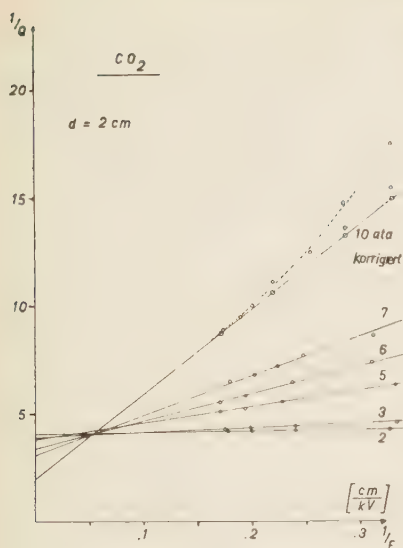


Fig. 23.

Sättigungskurven von CO_2 bei 44 Hz und 2 cm Plattendistanz und verschiedenen Fülldrücken.

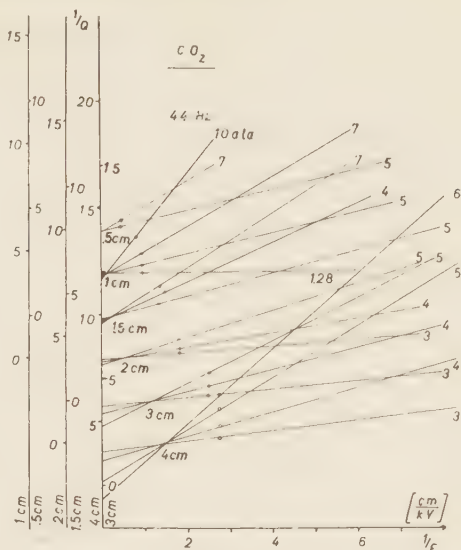


Fig. 24.

Sättigungskurven von CO_2 bei verschiedenen Fülldrücken und Kammerdistanzen mit Ionensammlung. Es sind nur die beim grössten Feld E aufgenommenen Messpunkte eingetragen.

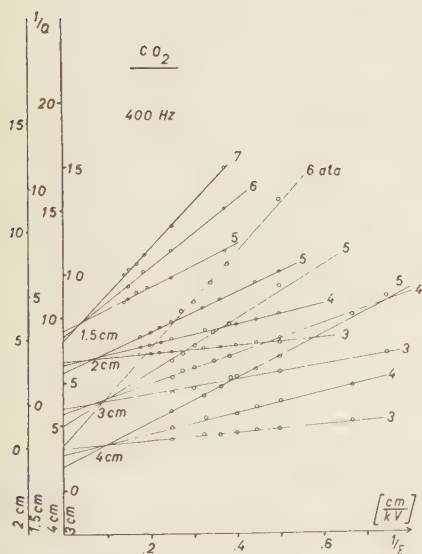


Fig. 25.

Sättigungskurven von CO_2 bei verschiedenen Fülldrücken und Kammerdistanzen mit Elektronensammlung (400 Hz).

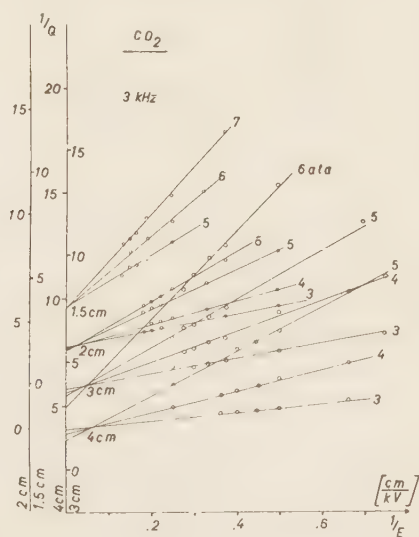


Fig. 26.

Sättigungsgeraden von CO_2 bei verschiedenen Fülldrücken und Kammerdistanzen mit Elektronensammlung (3 kHz).

4.4. Bestimmung des Absolutwertes der Arbeit pro Ionenpaar.

Man kann die Sättigungsgeraden für den kleinsten verwendeten Druck von 1,28 ata bei 1,0 cm Plattendistanz extrapolieren, wo die α -Reichweite gleich gross wird wie der Elektrodenradius. Da hier das Sättigungsdefizit sehr gering ist, kann man so die Sättigungsladung mit einem Fehler von weniger als 1% angeben. Die Arbeit pro Ionenpaar errechnet sich dann zu

$$W = 34,3 \pm 0,3 \text{ eV.}$$

5. Zusammenstellung der Messungen.

Tabelle IV.

Arbeit pro Ionenpaar in eV:

Gas	Andere Autoren			Unsere Messungen
N ₂	36,6 ¹⁶⁾	36,30 $\pm$ 0,15 ¹⁾	36,3 $\pm$ 0,4 ²⁹⁾	36,50 $\pm$ 0,15
H ₂	36,3 ¹⁶⁾		37,0 $\pm$ 0,4 ²⁹⁾	35,96 $\pm$ 0,15
CH ₄	29,2 ¹⁶⁾	29,0 ¹³⁾	29,4 $\pm$ 0,3 ²⁹⁾	29,00 $\pm$ 0,15
Luft	35,5 ¹⁶⁾	35,2 ¹⁴⁾ 34,7 $\pm$ 0,5 ¹⁵⁾	35,0 $\pm$ 0,3 ²⁹⁾	34,95 $\pm$ 0,18
BF ₃			36,0 $\pm$ 0,4 ²⁹⁾	35,3 $\pm$ 0,4
H ₂ S				23,4 $\pm$ 0,6
NH ₃				30,5 $\pm$ 0,4
Butan			26,4 $\pm$ 0,3 ²⁹⁾	23,0 $\pm$ 0,3
CO ₂	34,5 ¹⁶⁾	34,2 ¹⁸⁾	34,3 $\pm$ 0,3 ²⁹⁾	34,3 $\pm$ 0,3

Die Resultate stimmen im allgemeinen gut überein, nur bei Butan lassen sich unsere Werte nicht mit den von T. E. BORTNER und HURST²⁹⁾ gefundenen vereinbaren, was wahrscheinlich auf ungleiche Verunreinigungen der verwendeten Gase zurückzuführen ist. Bei den Messungen von Luft ist zu bemerken, dass sich die Sättigungsladung Q_0 stark mit dem Wasserdampfgehalt ändert: Luft mit 70% Feuchtigkeitsgehalt ergibt gegenüber der von uns getrockneten Luft ein um 3,5% höheres Q_0 .

Der Kommission des Bundes zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung danke ich für finanzielle Hilfe.

Die vorliegende Arbeit wurde an der Physikalischen Anstalt der Universität Basel ausgeführt. Sie entstand unter der Anleitung ihres Vorstehers, Herrn Prof. Dr. P. HUBER. Ihm bin ich für wertvolle Ratschläge und Hilfe zu herzlichstem Dank verpflichtet.

Literaturverzeichnis.

- 1) W. HAEERLI, P. HUBER und E. BALDINGER, *Helv. Phys. Acta* **26**, 145 (1953).
 - 2) G. H. BRIGGS, *Rev. Mod. Phys.* **26**, 1 (1954).
 - 3) W. C. WADEY, *Phys. Rev.* **74**, 1846 (1948).
 - 4) E. BALDINGER, W. HÄLG, P. HUBER und A. STEBLER, *Helv. Phys. Acta* **19**, 423 (1946).
 - 5) H. BICHSEL, W. HÄLG, P. HUBER und A. STEBLER, *Helv. Phys. Acta* **25**, 119 (1952).
 - 6) A. MÜLLER, Diss. Universitätsbibliothek Basel 1954.
 - 7) P. VAN HEERDEN, *The Crystal Counter*, Diss. Utrecht 1945.
 - 8) W. C. ELMORE, *Nucleonics* **2**, 4 (1948).
 - 9) E. BALDINGER und W. HAEERLI, *Ergebn. Natw.* **27**, 248 (1953).
 - 10) D. MAEDER, *Helv. Phys. Acta* **20**, 139 (1947).
 - 11) D. MAEDER, P. HUBER und A. STEBLER, *Helv. Phys. Acta* **20**, 230 (1947).
 - 12) G. JAFFÉ, *Ann. d. Phys.* **42**, 303 (1913).
 - 13) G. JAFFÉ, *Phys. Zeit.* **30**, 849 (1929).
 - 14) J. M. VALENTINE and S. C. CURRAN, *Phil. Mag.* **43**, 964 (1952).
 - 15) F. ALDER, P. HUBER und F. METZGER, *Helv. Phys. Acta* **20**, 234 (1947).
 - 16) W. JESSE and J. SADAUSKIS, *Phys. Rev.* **90**, 1120 (1953).
 - 17) *Handbook of Chemistry and Physics*, Chemical Rubber Co. 1949.
 - 18) J. SHARPE, *Proc. Roy. Soc. A* **65**, 859 (1952).
 - 21) B. ROSSI und H. STAUB, *Ionisation Chambers*, McGraw Hill Co., New York 1949.
 - 22) R. H. HEALEY and J. W. REED, *The Behaviour of Slow Electrons in Gases*, Amalgamated Wireless Ltd., Australia 1941.
 - 23) *Annual Review of Physical Chemistry*, p. 120, Stanford 1950.
 - 24) F. BLOCH and BRADBURY, *Phys. Rev.* **48**, 689 (1935).
 - 25) L. B. LOEB, *Fundamental Processes of Electrical Discharge in Gases*, p. 291, John Wiley Inc., New York 1939.
 - 26) J. AHEARN and O. HANNEY, *Journ. of Chem. Phys.* 119 (1953).
 - 27) H. NEUERT und O. ROSENBAUM, *Natw.* **4**, 85 (1954).
 - 28) A. STEBLER, *Helv. Phys. Acta* **21**, 59 (1948).
 - 29) T. E. BORTNER and G. S. HURST, *Phys. Rev.* **93**, 1236 (1954).
-

CURRICULUM VITAE

Ich, CONRAD HEINRICH BIBER, bin Bürger von Zürich und Thalwil und wurde am 24. Oktober 1924 in Zürich geboren als Sohn des Dr. med. Werner Biber und der Madeleine Biber, geb. Gaulé. Mein Vater praktiziert als Arzt in Zürich.

Ich besuchte das Freie Gymnasium in Zürich, wo ich im Oktober 1943 mit dem Maturazeugnis Typus B entlassen wurde. Anschliessend studierte ich mit Unterbrüchen wegen Militärdienst an der Abteilung für Physik und Mathematik an der ETH. Im Frühjahr 1947 immatrikulierte ich mich an der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Basel. Zu meinen Lehrern zählen folgende Herren Professoren: P. Huber, E. Baldinger, M. Fierz, H. Erlenmeyer, E. Miescher, Nevanlinna, A. Ostrowski, T. Reichstein, A. Speiser; Busch, Gonseth, Hopf, Pauli, Plancherel, Saxer, Scherrer, Tank, Wentzel, Ziegler.

Die vorliegende Arbeit ist unter der Leitung des Vorstehers der Physikalischen Anstalt, Prof. P. Huber, entstanden.

Als Nebenfächer habe ich folgende Prüfungen bestanden: Chemie, Mathematik und Theoretische Physik. Gegenwärtig arbeite ich als Assistent an der Astronomisch-meteorologischen Anstalt Basel.

